

山形大学紀要（工学） 第11巻 第1号 昭和45年1月
Bull. of Yamagata univ. Eng., Vol. 11 No. 1 Jan. 1970

“熱伝達に及ぼす超音波振動数の影響”

玉木康夫・江川貞俊・狩野猛・油川 博

工学部 化学工学科

1. まえがき

機械的振動あるいは音響的振動のある場においては、固体一流体間の熱移動や物質移動の速度が増大することはよく知られている。超音波を照射した場合の物質移動については、溶解⁽⁶⁾や拡散⁽⁴⁾⁽⁸⁾に関する研究があり、いずれも効果のあることが報告されている。自然対流熱伝達に及ぼす超音波照射の影響についての報告は数多いが強制対流熱伝達に関する報告は少ない。⁽⁴⁾ 管内流体に超音波を照射すると超音波の特性である直進流、循環流、キャビテーションなどにより境界層が乱され熱伝達係数の増大が予想されるが、その増加の度合いは Re 数、照射方向、振動数、超音波強度などの因子に支配されるものと考えられる。著者らは先に強制対流熱伝達において、管内流体の流れの向きと逆向きに20〔 KHz 〕の超音波を照射する実験を行ない、平均熱伝達係数が層流では約27%、遷移域では約10%増大することを認めた。⁽¹²⁾ 本報ではさらに超音波の振動数を29〔 KHz 〕、50〔 KHz 〕、100〔 KHz 〕、1.5〔 MHz 〕と変えて熱伝達係数がどの程度増大するか実験的に検討した。また熱伝達と密接な関係を有する超音波照射時の流れの状態を肉眼および写真撮影によって観察し、超音波照射時に熱伝達係数が増大する原因を考察した。

2. 装置および方法

実験に用いた装置の概略を *Fig. 1* に、熱交換部の詳細を *Fig. 2* に示す。二重管型熱交換器の内管は内径 3.56〔 cm 〕の銅管で、この管内部には低温水、環状部は高温水を流す。低温水（受熱流体）の入口、出口温度をベックマン温度計で測定し、銅管内壁温度を *Fig. 2* の F 部に示すように管壁にくぼみをつけサーミスタ温度計（宝工業特製 SPD-02-5 F）で測定した。サーミスタ温度計は 10〔 cm 〕間隔で7箇所取り付け付けた。助走区間は 120〔 cm 〕でテーパ管も前報⁽¹²⁾の通りである。超音波振動子は流れの向きと逆向きに照射するように熱交換部の上部に取り付けた。使用した発振器は海上電機特製の多周波超音波発振器 TA-4014 であり 29〔 KHz 〕、50〔 KHz 〕、100〔 KHz 〕は各々フェライト振動子、1.5〔 MHz 〕はチタン酸バリウム振動子である。超音波照射時の管内流体の挙動を観察するため *Fig. 3* に示すような装置を試作した。透明アクリル板で縦 7〔 cm 〕、横 7〔 cm 〕、高さ 45〔 cm 〕の角型タンクを作り、その内部に熱交換部に用いた銅管と同じ内径のガラス管を取り付け、アクリル板とガラス管の間に水を満たしたものである。アクリル板に取付けたスリットの間隔は 1〔 mm 〕で光線はガラス管の中心を通過するようにしてある。

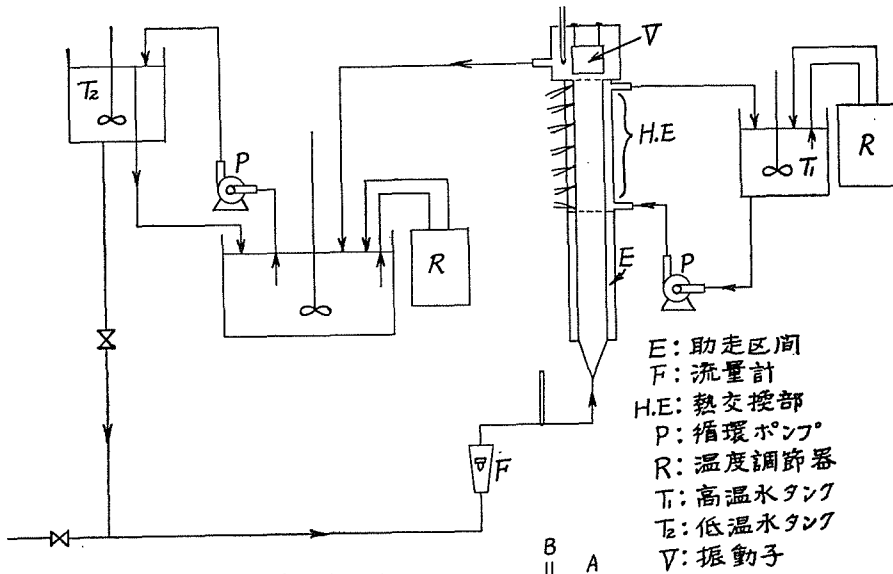


Fig. 1 実験装置

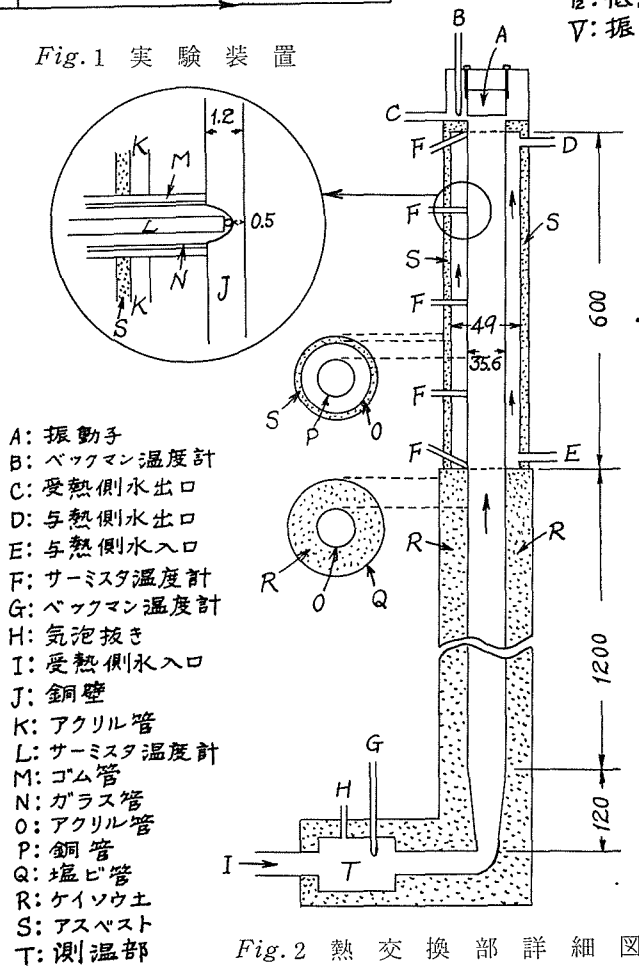


Fig. 2 熱交換部詳細図

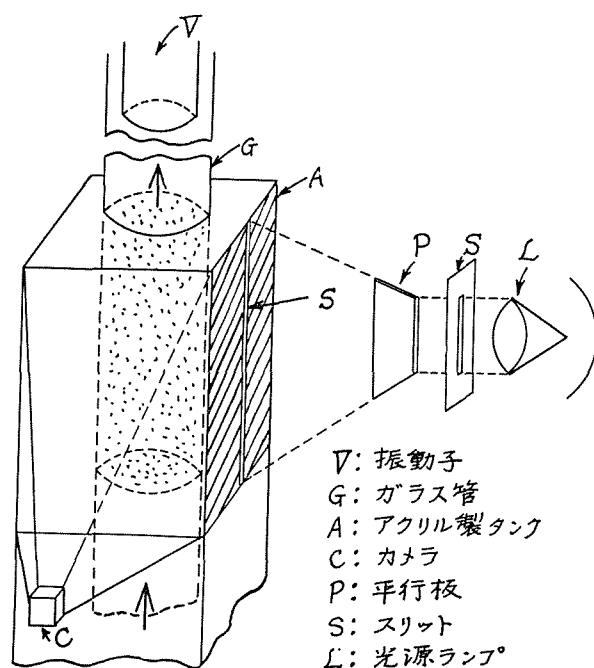


Fig. 3 写真撮影装置

トレーサは粒径 0.5 [mm] ，比重1.16のイオン交換樹脂球で，これと同じ比重のしょ糖水溶液中に懸濁させた。流動状態を観察するにはこの装置を Fig. 2 の熱交換部と交換し助走区間の上部に取り付けた。

3. 超音波照射時に発生する熱エネルギーについて

液体に超音波を照射すると，音の吸収やキャビテーションおよび固液の境界面における粘性に基づく発熱のため液体の温度は上昇する。

超音波の物質移動速度におよぼす影響については，これまで固体の溶解⁽⁶⁾やゼラチン層内の拡散⁽⁸⁾，半透膜を通しての浸透⁽³⁾⁽⁴⁾，液々抽出⁽¹⁴⁾などについて報告されており，効果のあることが明らかとなっているが，その原因として，直進流や循環流による効果，圧力の周期的変化による効果などのほかにキャビテーションや粘性による局部的温度上昇の効果も無視できないとされている⁽⁸⁾。

しかし本実験装置を用いた予備実験では，固体壁面温度は超音波照射によって大きく変化しないことや液体の温度上昇は熱移動量に比べて小さいことなどから超音波照射時の平均熱伝達係数 h' は，管内流体の入口と出口におけるエンタルピー増加から超音波照射時に発生する熱量を差引いて求めてもよいものと考えた。平均熱伝達係数の測定に先立ち，二重環状部を中空にし流量を変えて，超音波照射により発生する熱エネルギー q' の測定を行った。一定の振動数においては， q' は流量に関係なく，ほぼ一定の値を示したので，その平均値を以下の計算に用いた。 q' の値を Fig. 4 に示した。

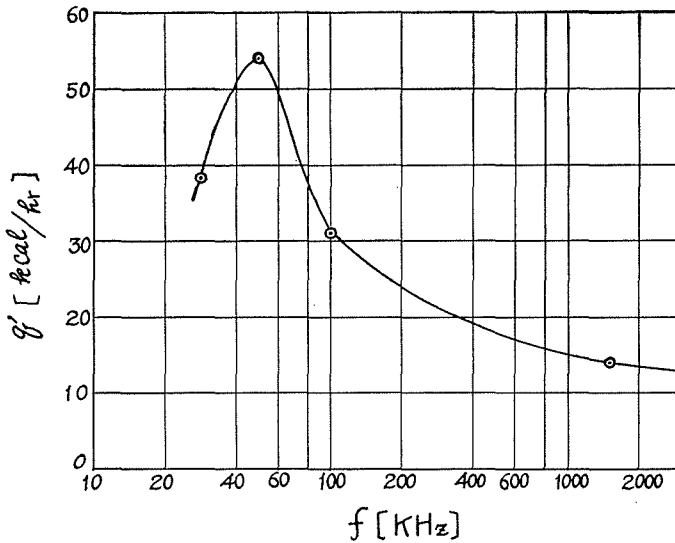


Fig. 4 超音波照射時に発生する熱エネルギー

4. 平均熱伝達係数の算出法

管内流体への平均熱伝達係数 h は次式によって求めた。

$$h = q / \pi d l \Delta t_m \quad (1)$$

$$h' = (q - q') / \pi d l \Delta t_m \quad (2)$$

$$q = W C_p (t_0 - t_i) \quad (3)$$

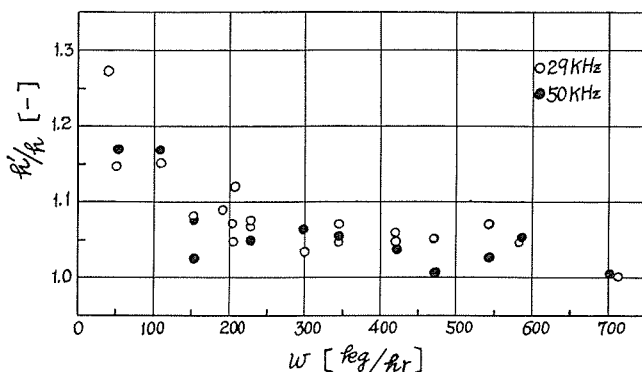
$$\Delta t_m = T - \frac{1}{2} (t_0 + t_i) \quad (4)$$

ここで q' は先に述べた超音波照射時に発生する熱エネルギーの平均値を表わし、 t_i および t_0 はそれぞれ管入口、出口の混合平均温度である。管内壁温度の測定結果は前報⁽¹²⁾の温度プロファイルと同じ傾向を示し、温度差が小さいことより壁温一定とみなした。したがってサーミスタ温度計によって測定した7個所の温度の算術平均値をもって管内壁温度 T [°C] とした。温度差 Δt_m は管入口、出口における壁温度と流体温度の温度差の比 $(T - t_i) / (T - t_0)$ が1.2以下であることからすべて(4)式に示す算術平均温度差を用いた。

5. 実験結果および考察

5.1 熱伝達係数に及ぼす超音波の影響

振動数 29 [KHz] および 50 [KHz] の振動子を用い、超音波を照射しない場合の平均熱伝達係数 h と照射時の平均熱伝達係数 h' を求め両者の比 h'/h を管内流体の流量 W [kg/hr] に対して図示すると Fig. 5 のようになる。図より照射時の熱伝達係数は流量が 100 [kg/hr] までは、約 15~28 [%]、150~600 [kg/hr] では、平均 6 [%] 増大することと、流量の増加につれて超音波の効果は減少の傾向を示すことが認められる。100 [KHz] の振動数では、流量が 350 [kg/hr] (層流) 以下で約 1~2 [%] 増加することが認められたが、1.5 [MHz] ではその効果を認めることができなかった。


 Fig. 5 h'/h 対 W

円管内流体への熱伝達係数についてこれまで多くの無次元相関式が提示されているが、ここでは流体が液体の場合に推奨⁽⁷⁾されている *Sieder-Tate* の無次元相関で実験値を整理した。*Sieder-Tate*⁽⁹⁾ によれば層流では

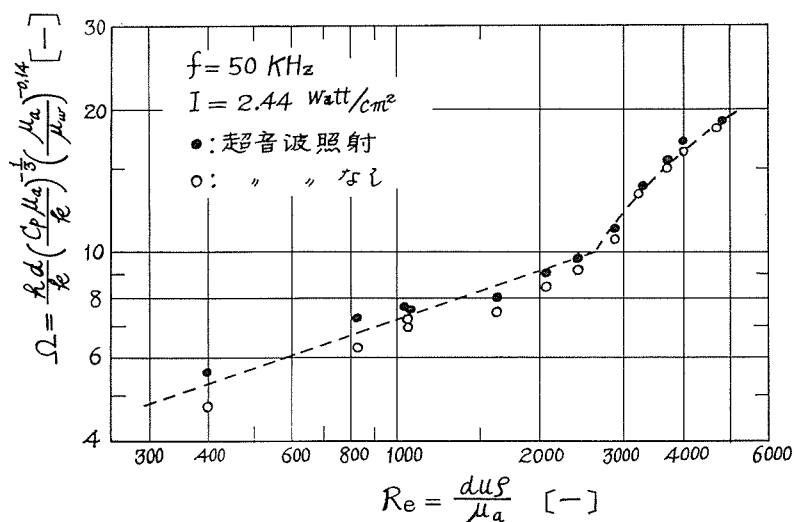
$$\frac{hd}{k} \left(\frac{C_p \mu_a}{k} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{l}{d} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\mu_a}{\mu_w} \right)^{-0.14} = 1.86 \left(\frac{du\rho}{\mu_a} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5)$$

乱流では

$$\frac{hd}{k} \left(\frac{C_p \mu_a}{k} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\mu_a}{\mu_w} \right)^{-0.14} = 0.023 \left(\frac{du\rho}{\mu_a} \right)^{0.8} \quad (6)$$

によって表わされ、 Re 数が2,100~10,000の遷移領域ではこの両者を滑らかな曲線で結んだもので表わされる。本実験に用いた装置では $l/d=2.56$ であるから(5)式は

$$\Omega = \frac{hd}{k} \left(\frac{C_p \mu_a}{k} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\mu_a}{\mu_w} \right)^{-0.14} = 0.7255 \left(\frac{du\rho}{\mu_a} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (7)$$


 Fig. 6 Re 対 Ω

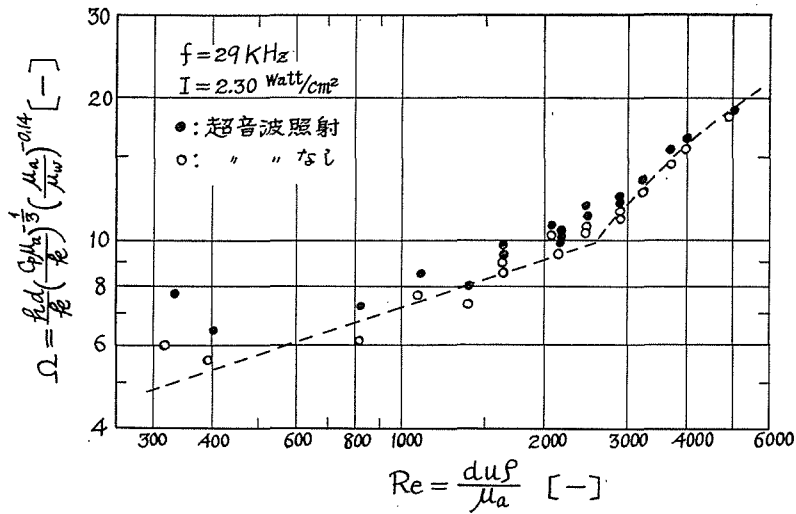


Fig. 7 Re 対 Nu

となる。Fig. 6, Fig. 7 に Nu 対 Re 数の点綴を示した。両図で破線は(7)式を示す。この両図より超音波照射のない場合の測定値は既往の結果とほぼ一致していることがわかる。なお μ_a は管入口、出口の混合平均温度の算術平均温度 $\frac{1}{2}(t_i + t_o)$ $^{\circ}\text{C}$ における粘度であり μ_w は管内壁温度 T $^{\circ}\text{C}$ の粘度である。

5. 2 超音波の振動数の影響

前報⁽¹²⁾の結果とあわせて超音波を照射することによって熱伝達係数が顕著に増大する振動数は、20 $[\text{KHz}]$ ，29 $[\text{KHz}]$ ，50 $[\text{KHz}]$ の場合である。これらの振動子の出力が異っているから、音源の単位面積当たりの出力 I $[\text{watt/cm}^2]$ についての効果を Re 数をパラメータにして Fig. 8 に示した。いずれの Re 数においても、20 $[\text{KHz}]$ より振動数が大きくなると超音波の効果が大きくなり約 40 $[\text{KHz}]$ 付近で極大値を示している。40 $[\text{KHz}]$ よりも振動数が大きくなると効果は減少することが認められる。ここで用い

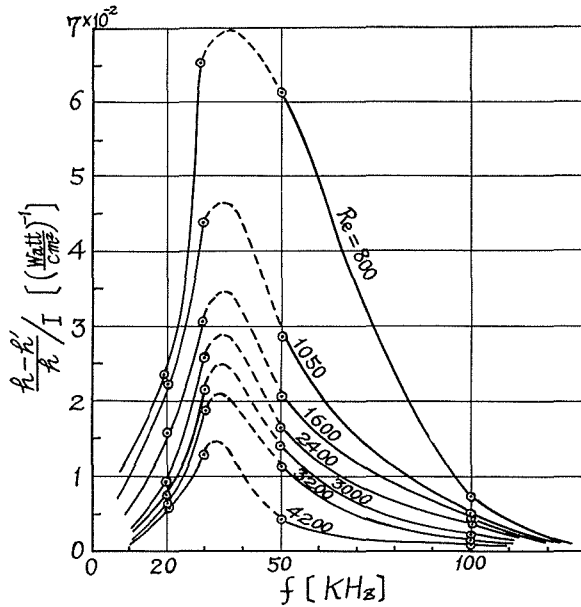


Fig. 8 振 動 数 の 影 響

た超音波出力は同じフェライト振動子であることから電気音響変換能率を等しいものと仮定し、発振器出力を音源面積で割ったものを超音波強度とした。なお振動子の強度は、20, 29, 50, 1500 [KHz] についておのおの 11.93, 2.30, 2.44, 1.28, 4.87 [watt/cm²] である。超音波場の強度を直接測定する方法としてポリエチレン製ゾンデなどを使用する方法⁽¹³⁾があり、円管内の強度分布の測定結果⁽⁶⁾も報告されているが、装置の形態や発振子などによって強度分布も異なり簡単に表わせない。従って超音波強度の測定について次のように若干の検討を行なった。超音波強度を検討する予備実験で使用したポリエチレンプローブを Fig. 9 に示した。このプローブの中心部にサーミスタを封入し、プローブの温度上昇速度 $\Delta T/\Delta \theta$ を測定することにより、超音波強度 I [Watt/cm²] を次式によって求めることができる⁽⁸⁾。

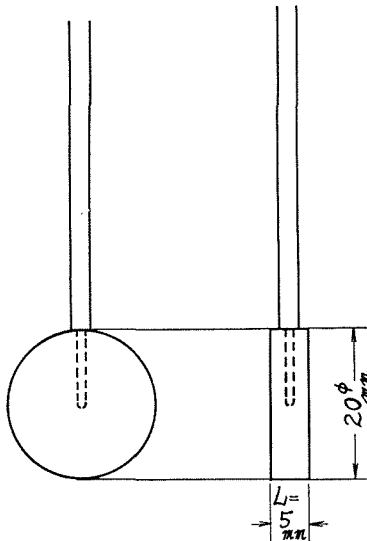


Fig. 9 ポリエチレンプローブ

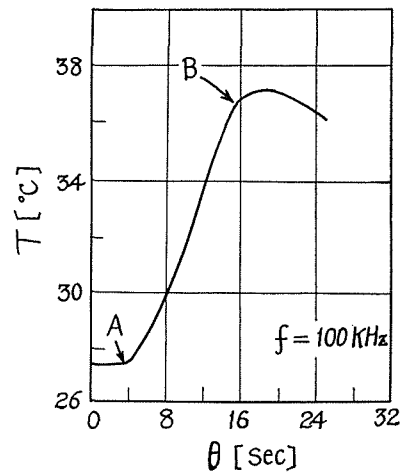


Fig. 10 温度変化曲線

$$I = \left(\frac{\Delta T}{\Delta \theta} \right) \left[\frac{Cv \cdot L \cdot \rho_s}{0.24 (1 - e^{-\alpha L})} \right] \quad (8)$$

100 [KHz] の振動数で発振子面での測定例を Fig. 10 に示した。図でA点は、照射開始時を示し、B点は、照射を止めたことを示す。照射時間は 10 [sec] である。(8)式における α [db/cm] は吸収係数でポリエチレンについては、100 [KHz] 以上の振動数について若干の値が報告⁽¹¹⁾されている。しかし本実験のように主として 100 [KHz] 以下の振動数では吸収係数 α の値は不明でありかつ振動数や温度によって異なるのでこの値を推算することができなかった。したがって、ここでは上述のように発振器出力を用いて強度 I を表わした。

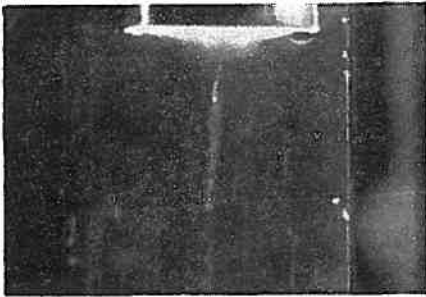


Fig. 11 キャビテーションを伴う直進流

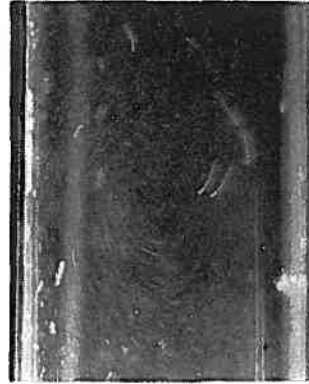


Fig. 12 循環流

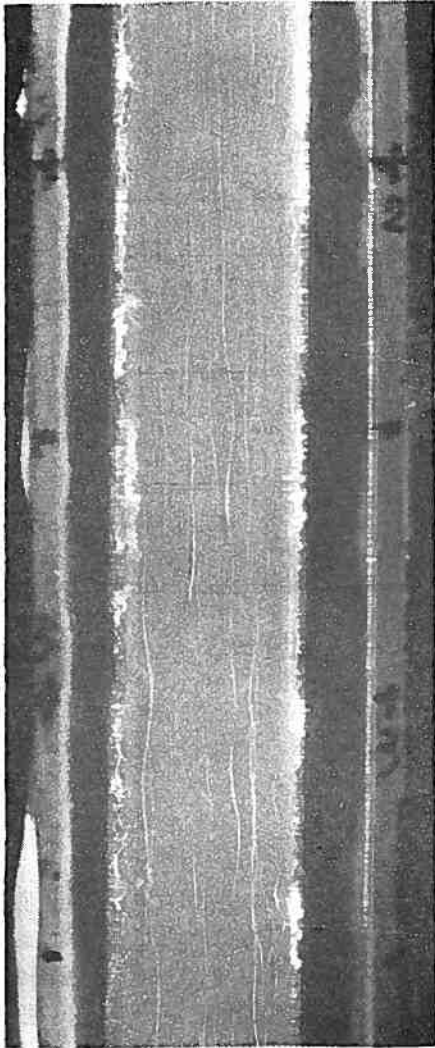


Fig. 15 照射時の管内の流動状態
(20KHz, F.4, 2 sec, $Re=900$)

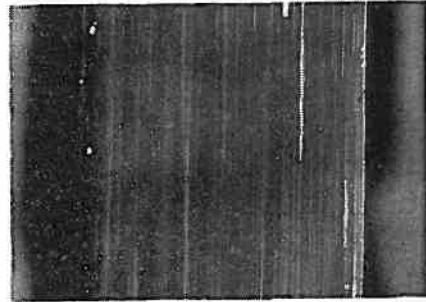


Fig. 13 層流における粒子の軌跡
(20KHz, F.2, 3 sec, $Re=930$)

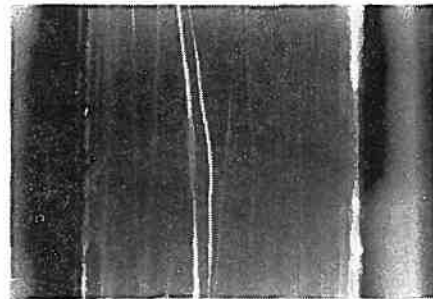


Fig. 14 超音波照射時の粒子の軌跡
(20KHz, F.4, 1 sec, $Re=1,380$)

5.3 超音波照射時における管内の流動状態

静止した液体に超音波を照射した時に発生する直進流、循環流、キャビテーションなどの状態を写真によって、*Figs. 11~12* に示した。*Fig. 11* は振動子近傍のキャビテーションを伴う直進流、*Fig. 12* は振動子より 30 [cm] 離れた場所の循環流を示している。*Fig. 13* は超音波を照射しない時の層流 (Re 数=930) におけるトレーサ粒子の軌跡を示すもので、いずれの軌跡も平行な直線となっており、乱れのないことを示している。*Fig. 14* は超音波照射時のトレーサ粒子の軌跡を示すもので、*bulk* の流れに乱れのあることが認められる。この乱れは、おもに直進流、循環流によるものと考えられる。*Fig. 15* は照射時の管内の流動状態を示したもので、*bulk* に若干の乱れのあることや、キャビテーションによって発生した気泡群 (トレーサ粒子が気泡に付着) が管壁近傍において不規則に振動していることを示している。

肉眼による観察などからも超音波を照射した場合に平均熱伝達係数が増大する主要な原因は、キャビテーションによって発生した気泡群が温度境界層を攪乱することにあると考えられる。

5.4 超音波強度の影響

超音波強度によって熱伝達係数に及ぼす超音波の影響が異なることが推測される。振動数が 29 [KHz] のものについて、強度を変えて測定した結果を *Fig. 16* に示した。

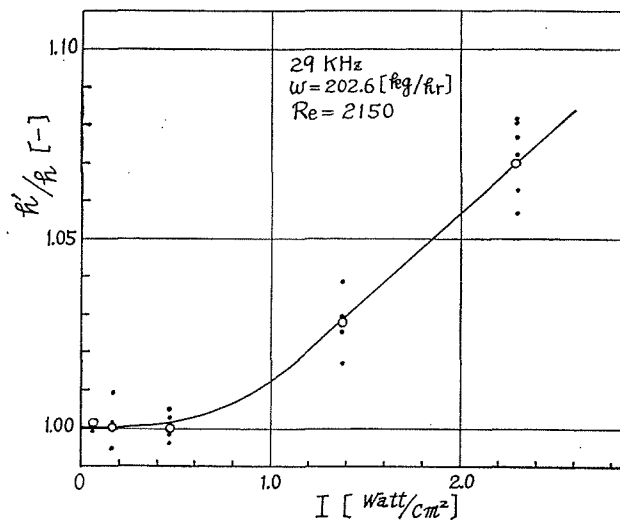


Fig. 16 超音波強度と h'/h

この図よりある強度以上になってはじめて超音波の熱伝達に及ぼす効果が現われるのが認められる。自然対流伝達におよぼす音波⁽⁹⁾ および超音波⁽¹⁰⁾ の効果についても同じように臨界音圧が存在するという報告がある。S. W. Wong は、この臨界値をキャビテーシ

キャピテーションと呼び、この閾値は振動数が大きくなると大となることを実験的に示した。本実験に用いた発振器の出力には上限があり実験によって確かめられなかったがキャピテーションによって熱伝達係数が増大することからこの閾値以上の強度では、1.5 [MHz] にも効果が現われることが推測され、振動数の大きい場合には、この強度も重要な因子になると考えられる。

6. むすび

垂直二重管型熱交換器の内管に水を流し、流れの向きと逆向きに 29 [KHz], 50 [KHz] 100 [KHz], 1.5 [MHz] の超音波を照射し熱伝達係数がどの程度増大するかについて実験的に検討した。

実験の結果 29 [KHz], 50 [KHz] の振動数では、流量が 100 [kg/hr] 以下では 15~28 [%], 150~600 [kg/hr] では約 6 [%] 熱伝達係数が増大することが認められた。100 [KHz] の振動数では、増加の割合は、層流で約 1~2 [%] であり、1.5 [MHz] では照射の効果はほとんど認められなかった。得られたデータを Sieder-Tate の相関で整理したが、照射のない場合は既往の値とほぼ一致した。

音波強度当たりの効果を比較した結果、超音波振動数の影響は振動数がおよそ 40 [KHz] に効果の極大値のあることが認められた。懸濁粒子の軌跡を写真撮影する方法などにより超音波照射時の管内の流動状態を観察した結果、照射時に熱伝達係数が増大するのは、おもにキャピテーションによって発生した気泡が温度境界層を攪乱するためと考えられる。

超音波強度を変えて実験した結果、効果には臨界強度のあることがわかり、振動数が大きい場合には、この強度が重要な因子になるものと考えられる。

付 記

本実験に協力された佐藤勝男、小安義文両氏に感謝の意を表する。

記 号

C_p	: 受熱流体（水）の比熱 [kcal/kg · °C]
C_p	: ポリエチレンの等容比熱 [cal/g · °C]
d	: 銅管の内径 [m]
f	: 超音波振動数 [KHz]
h	: 平均熱伝達係数（照射なし） [kcal/m ² · hr · °C]
h'	: 超音波照射時の熱伝達係数 [kcal/m ² · hr · °C]
I	: 超音波強度 [watt/cm ²]
k	: 流体の熱伝導率 [kcal/m · hr · °C]
L	: プロブの長さ [cm]
l	: 銅管（伝熱部）の長さ [m]
q	: 伝熱量 [kcal/hr]
q'	: 超音波照射時に発生する熱エネルギー [kcal/hr]
Re	: レイノルズ数, $Re = \frac{d u \rho}{\mu_a}$

T	: 壁温 [$^{\circ}\text{C}$]
t_i	: 受熱流体の入口温度 [$^{\circ}\text{C}$]
t_o	: 受熱流体の出口温度 [$^{\circ}\text{C}$]
u	: 管内平均流速 [m/sec]
W	: 受熱流体の流量 [kg/hr]
α	: 音の吸収係数 [db/cm]
μ_a	: 受熱流体の平均温度における粘度 [$\text{kg/m}\cdot\text{sec}$]
μ_w	: 壁温における流体の粘度 [$\text{kg/m}\cdot\text{sec}$]
ρ	: 流体の密度 [kg/m^3]
ρ_s	: ポリエチレンの密度 [g/cm^3]
Ω	: 無次元量, $\Omega = Nu \cdot Pr^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\mu_a}{\mu_w} \right)^{-0.14}$ [—]
$\Delta T/\Delta \theta$: プロブの温度上昇速度 [$^{\circ}\text{C/sec}$]

文 献

- 1) Bergles, A. E. and P. H. Newell Tr. : *Int. J. Heat Mass Transfer* **8**, 1273 (1965)
- 2) Fand, R. M. and J. Kaye : *J. Heat Transfer; Trans. ASME* **83**, 133(1961)
- 3) 伊勢, 吉川 : 工学と技術 **3**, No.2, 27 (1968)
- 4) 岸本 : 日本音響学会講演論文集 p97 (昭和33年)
- 5) 岸本 : 日本音響学会誌 **13**, 313 (1957)
- 6) 乙竹, 山口, 陳, 浦口 : 化工協会第32年会講演要旨集 p35 (1967)
- 7) Perry, J. H. : “Chemical Engineers’ Handbook” 4th Ed **10**, —13 (1963)
- 8) 実吉, 菊地, 能本, : “超音波技術便覧” p122 (日刊工業新聞)
- 9) Sieder, E. N. and G. E. Tate : *Ind. Eng. Chem.* **28**, 1429(1936)
- 10) Wong, S. W. and W. Y. Chon : *A. I. Ch. E. Journal* **15**, 281(1969)
- 11) 和田 : 日本音響学会誌 **13**, 86 (1957)
- 12) 油川, 玉木, 江川, 古川 : 山形大学紀要 (工学) **10**, 175 (昭和44年)
- 13) 吉岡, 平野, 河島 : 日本音響学会講演論文集 p31 (昭和33年)
- 14) Woodle, H. E. Jr. and F. C. Vilbrandt : *A. I. Ch. E. Journal* **6** 296 (1960)

Effect of Ultrasonic Vibration on Heat Transfer to Water Flowing in Tube

Yasuo TAMAKI, Sadatoshi EKAWA, Takeshi KARINO
and Hiroshi YUKAWA

Department of Chemical Engineering, Faculty of Engineering

The effect of ultrasonic vibration on heat transfer to water flowing in tube was investigated using vertical concentric-tube heat exchanger. The frequencies used were 29, 50, 100, and 1500 Kc/sec and the direction of vibration was parallel to the axis of the tube.

The results were expressed as the ratio of average heat transfer coefficient with vibration to that without vibration and were correlated by Sieder-Tate's equation.

The increase in heat transfer coefficient with vibration was about 6% (up to 28%) for 29 and 50 Kc/sec and a little for 100 Kc/sec but no significant change was found for 1500 Kc/sec.

It was found that the effect of vibration per ultrasonic intensity, i. e. $(h'-h)/h \cdot I$ increased with the increase of frequency and showed the maximum value around 40 Kc/sec.

The streak photography was used to gain the insight into the mechanism which caused the heat transfer coefficient to increase with vibration.

The reason for the increase in heat transfer coefficient with vibration was that the thermal boundary layer was disrupted by irregular motion of the cavitation bubbles which were formed with vibration in the vicinity of the heated surface.